

Тепловые эффекты и диамагнитный отклик YBCO-пленки с током

© А.Н. Артемов, Ю.В. Медведев, А.И. Коссе, А.Ю. Прохоров, В.А. Хохлов, Г.Г. Левченко, В.Ф. Дроботько

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,
83114 Донецк, Украина

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 26 августа 2003 г.)

Измерена температурная зависимость диссипативной части отклика пленки из высокотемпературного сверхпроводника YBCO, несущего транспортный ток, на переменное магнитное поле. Обнаружен температурный гистерезис отклика, величина которого зависит от величины транспортного тока. Явление гистерезиса связывается с тем, что в некотором интервале температур термостата имеются два устойчивых равновесных состояния сверхпроводника с током, существование которых определяется особенностями производства и отвода тепла.

Работа частично поддержана Министерством образования и науки Украины (проект 2М.71-2000).

Введение

Характер отклика сверхпроводника на слабое магнитное поле определяется свойствами состояния, в котором находится исследуемый образец. В свою очередь состояние сверхпроводника зависит от ряда внешних параметров, таких как температура, давление, внешнее магнитное поле, транспортный ток. Так, сверхпроводник с током может находиться в сверхпроводящем бездиссипативном, сверхпроводящем резистивном или нормальном однородном равновесном состоянии. В этом случае вопрос о возможных состояниях сверхпроводника и их устойчивости теоретически может изучаться на основе простых феноменологических моделей, учитывающих баланс производства и отвода тепла в системе сверхпроводник–термостат [1,2]. В рамках этих моделей удалось сформулировать основные закономерности возникновения неустойчивостей сверхпроводящего состояния в массивных [1–4], тонкопленочных [5–8], композитных [1,2,9,10] и слоистых [11,12] сверхпроводниках с током.

В ряде работ [13–22] рассматривалось совместное воздействие на сверхпроводник транспортного тока и переменного внешнего магнитного поля. В частности, изучалось затухание тока в сверхпроводящем соленоиде, помещенном в переменное магнитное поле [13–15]; исследовался отклик сверхпроводящей пластины с током на переменное магнитное поле [16–22], направленное параллельно плоскости пластины и перпендикулярно транспортному току. Анализ данных экспериментов проводился на основе электродинамики сверхпроводников в рамках модели критического состояния Бина [23] без учета тепловых процессов в системе. Такой подход обоснован, если обеспечен хороший тепловой контакт образца с термостатом и образец находится в бездиссипативном сверхпроводящем или близком к нему равновесном состоянии. В этом случае температура образца незначительно отличается от температуры термостата, которая обычно и фиксируется в эксперименте.

В связи с этим заметим, что в индукционных экспериментах часто в качестве термостата используется газ под

низким давлением (несколько паскалей), а теплообмен с образцом определяется радиационными процессами. Скорость переноса тепла в этом случае очень низкая и температура образца с током может значительно отличаться от температуры термостата. Кроме того, из-за малой скорости теплообмена тепловые переходные процессы в образце могут быть далеки от своего завершения, и это будет оказывать дополнительное влияние на характер восприимчивости.

В настоящей работе представлен эксперимент, в котором тепловые процессы в системе образец–термостат являются причиной гистерезиса в температурной зависимости отклика сверхпроводника с током на слабое внешнее магнитное поле. Простейшее объяснение наблюдаемых особенностей состоит в том, что токовое состояние сверхпроводника характеризуется областью бистабильности, внутри которой образец может находиться в одном из двух стационарных состояний с температурами T_1 или T_2 ($T_1 < T_2$). В связи с этим заметим, что измерения температурной зависимости восприимчивости могут быть полезны при изучении диаграммы состояний сверхпроводящих пленок, несущих транспортный ток.

1. Постановка и результаты эксперимента

В эксперименте измерялся отклик образца высокотемпературного сверхпроводника YBCO на переменное внешнее магнитное поле. Образец — YBCO-пленка 10×10 мм и толщиной 2000 \AA — был выращен методом лазерного напыления на подложке из LaCaO_3 , допированной Nd. Пленка изготовлена А. Климовым в Институте физики ПАН, Варшава. Серебряные контакты шириной 1 мм напылялись на две противоположные стороны образца и имели общее сопротивление 0.7Ω . Измерение комплексной восприимчивости $\chi_1 = \chi'_1 + i\chi''_1$ на основной частоте проводилось на установке, описанной в работе [22]. Образец, приклеенный к текстолитовой вставке, прижимался к плоской приемной катушке и помещался в трубчатую печь. Приемное устройство

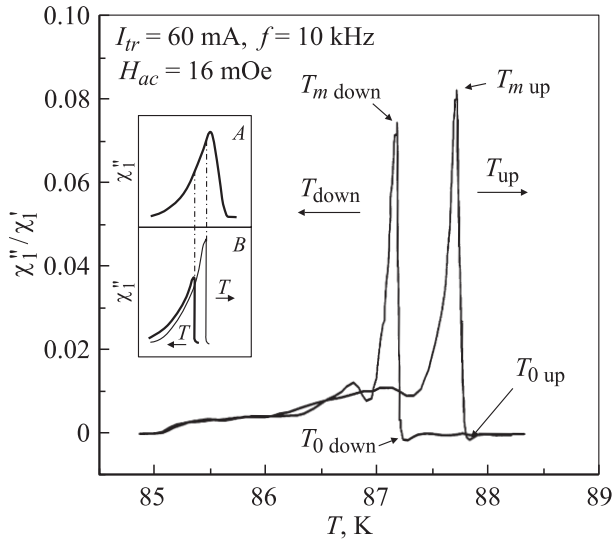


Рис. 1. Температурные зависимости нормированных на χ_1' сигналов мнимой части восприимчивости YBCO-пленки, несущей транспортный ток $I_{tr} = 60$ mA, записанные при повышении ($T_{m\ up}$) и понижении ($T_{m\ down}$) температуры термостата. В вставке приведена схема, поясняющая причину различия амплитуд χ_1''/χ_1' при повышении и понижении температуры термостата.

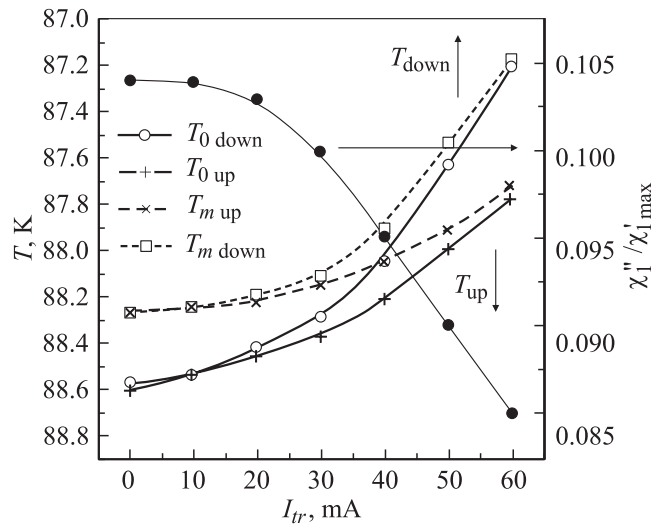


Рис. 2. Зависимости температур начала появления диамагнитного отклика от величины транспортного тока при нагреве $T_{m\ up}$ и охлаждении $T_{m\ down}$, а также температур максимума χ_1'' при тех же условиях. Черные кружки — зависимость приведенной амплитуды χ_1''/χ_1' от величины I_{tr} при нагреве образца.

вместе с печкой находилось в вакуумной вставке с остаточным давлением воздуха порядка нескольких паскалей. Температура измерялась с помощью термопары, размещенной в непосредственной близости к пленке. Скорость изменения температуры в процессе измерения сигнала составляла ≈ 0.3 K/min как при повышении, так и при понижении температуры. Эта скорость выбиралась из условия отсутствия температурного гистерезиса

при $I_{tr} = 0$. Измерения проводились при амплитудах возбуждающего поля $H_{ac} = 16$ и 200 mOe и на частоте $f = 10$ kHz.

Зависимости $\chi_1''(T)$, снятые при повышении температуры термостата T_{up} и ее понижении T_{down} при транспортном токе $I = 60$ mA и $H_{ac} = 16$ mOe, показаны на рис. 1. На рис. 2 приведены зависимости $T_{0\ up}$ и $T_{0\ down}$, $T_{m\ up}$ и $T_{m\ down}$ от величины транспортного тока, а также амплитуды χ_1''/χ_1' , измеренные при повышении температуры образца. (Здесь $T_{0\ up}$ и $T_{0\ down}$ — температуры появления диамагнитного отклика при нагреве и охлаждении, $T_{m\ up}$, $T_{m\ down}$ — температуры максимума мнимой части восприимчивости χ_1'' при нагреве и охлаждении соответственно). Кривые $\chi_1''(T)$ имеют характерный для таких зависимостей вид. У них наблюдается отчетливо выраженный максимум при некоторой температуре T_m и ниспадающие низко- и высокотемпературные хвосты. Существование максимума обычно связывается с размерным эффектом. Он достигается, когда глубина проникновения магнитного поля сравнивается с характерным размером образца.

Самой примечательной особенностью представленных зависимостей является гистерезис, связанный с различным направлением изменения температуры в процессе измерения (рис. 1, 2). Величина гистерезиса возрастает при увеличении транспортного тока, а высокотемпературный фронт зависимости $\chi_1''(T)$ становится более крутым, чем при измерениях восприимчивости, проводимых без транспортного тока в образце. Кроме того, с увеличением транспортного тока наблюдаются смещение температуры появления диамагнитного отклика T_0 в сторону низких температур и снижение максимума величины χ_1'' , ответственной за гистерезисные потери.

Эти особенности тесно связаны с процессами теплообмена между образцом и термостатом. Обсуждению роли этих процессов в формировании отклика сверхпроводника на переменное внешнее магнитное поле посвящен следующий раздел статьи.

2. Процессы теплопереноса и их влияние на восприимчивость

Если сверхпроводник находится в нормальном или сверхпроводящем резистивном состоянии, то при протекании транспортного тока в нем выделяется тепло. Поэтому равновесная температура сверхпроводника с током будет отличаться от температуры термостата.

Как уже отмечалось, отклик сверхпроводника на внешнее поле зависит от его состояния. Проанализируем, в каких равновесных состояниях может находиться сверхпроводник с током и каким образом осуществляется переход из одного состояния в другое. Анализ будем проводить на основе модели нелинейного теплопроизводства, предложенной в работе [11].

Равновесные токовые состояния сверхпроводника определяются балансом между скоростями производства

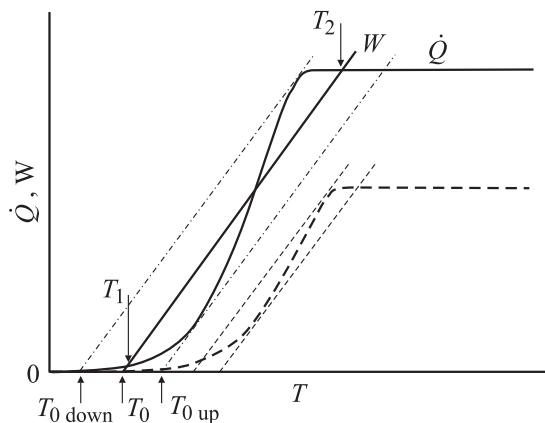


Рис. 3. Модельные температурные зависимости скоростей производства $\dot{Q}(T)$ и отвода $W(T)$ тепла в слоистом сверхпроводнике с током.

и отвода тепла [1,2]. В интересующем нас случае качественный анализ состояний можно провести на примере одномерного уравнения теплопроводности

$$D_s C_s \frac{\partial T}{\partial t} = D_s \frac{\partial}{\partial x} k_s \frac{\partial T}{\partial x} + d_f \dot{Q}(T) - W(T), \quad (1)$$

где D_s — толщина подложки, C_s и k_s — теплоемкость и теплопроводность материала подложки, d_f — толщина сверхпроводящей пленки, $\dot{Q}(T)$ — мощность производства тепла транспортным током и $W(T)$ — скорость отвода тепла. Легко видеть, что уравнение имеет тривиальные стационарные решения вида $T = T_i$, где температура T_i не зависит от координат и удовлетворяет условию

$$d_f \dot{Q}(T_i) - W(T_i) = 0. \quad (2)$$

На рис. 3 схематично показаны температурные зависимости мощности теплопроизводства $\dot{Q}(T)$ при различных значениях транспортного тока и скорости отвода тепла $W(T) = h(T - T_0)$ при различных температурах термостата T_0 . Эффективный коэффициент теплоотдачи h зависит от механизма, осуществляющего отвод тепла [11]. Сплошными линиями показаны функция $\dot{Q}(T)$ при некотором значении транспортного тока I и функция $W(T)$ при температуре термостата T_0 .

Равновесные состояния системы определяются условием (2) равенства скоростей производства и отвода тепла. В случае, показанном на рис. 3, таких состояний три. Два из них, T_1 и T_2 , являются точками устойчивого равновесия, а третье — неустойчивого. Низкотемпературное состояние здесь может быть сверхпроводящим бездиссипативным или сверхпроводящим резистивным, высокотемпературное — сверхпроводящим резистивным либо нормальным. Для краткости низкотемпературное состояние будем называть сверхпроводящим, а высокотемпературное — нормальным. Штрихпунктирными линиями показаны функции теплоотвода при температурах термостата $T_{0\text{down}}$ и $T_{0\text{up}}$, ограничивающих область, в

которой могут существовать два устойчивых состояния. Вне этой области сверхпроводник может находиться только либо в сверхпроводящем (при $T_0 < T_{0\text{down}}$), либо в нормальном (при $T_0 > T_{0\text{up}}$) состоянии. Штриховыми линиями показаны функция теплопроизводства и область бистабильности сверхпроводника при меньшем значении транспортного тока. Как отчетливо видно на рисунке, интервал температур термостата, при которых система имеет два устойчивых состояния, заметно сузился, а сами температуры повысились.

Проследим, как будет меняться состояние сверхпроводника при понижении температуры термостата, начиная со значения $T_0 > T_{0\text{up}}$. Единственное равновесное состояние сверхпроводника при этом нормальное. Мощность тепловыделения в этом состоянии большая и как следствие температура образца значительно превышает температуру термостата, $T_2 > T_0$. С другой стороны, диссипация энергии переменного магнитного поля, связанная с затуханием индуцированных нормальных токов, мала, поскольку глубина скин-слоя на частоте эксперимента значительно превышает размеры образца. Эта ситуация будет сохраняться до тех пор, пока температура термостата не достигнет значения $T_{0\text{down}}$, в том числе и в интервале бистабильности, поскольку нормальное состояние отделено от сверхпроводящего потенциальным барьером.

При температуре термостата $T_0 = T_{0\text{down}}$ нормальное состояние теряет устойчивость. Система скачком переходит в сверхпроводящее состояние с температурой, близкой к температуре термостата, $T_1 \approx T_0$. В этом состоянии мощность производства тепла, связанная с протеканием транспортного тока, значительно меньше, чем в нормальном состоянии, а диссипация энергии переменного магнитного поля обусловлена явлением пиннинга магнитного потока, проникающего в образец, и значительно больше, чем в нормальном состоянии. Поэтому величина отклика в этой точке скачком возрастает. При дальнейшем понижении температуры отклик качественно ведет себя, как в образце без тока.

При повышении температуры термостата от величины $T_0 < T_{0\text{down}}$ образец находится в сверхпроводящем состоянии вплоть до температуры $T_0 = T_{0\text{up}}$. При этой температуре сверхпроводник скачком переходит в нормальное состояние.

Таким образом, наличие интервала температур ($T_{0\text{down}}, T_{0\text{up}}$) (рис. 3), в котором сверхпроводник имеет два устойчивых состояния, приводит к температурному гистерезису отклика на переменное внешнее магнитное поле (рис. 1).

Однако эта причина не полностью объясняет особенность температурной зависимости восприимчивости образца в нашем эксперименте. Если при любой температуре сверхпроводник находится в равновесном состоянии, то низкотемпературные хвосты ($T_0 < T_{0\text{down}}$) зависимости $\chi_1''(T)$ при нагреве и охлаждении образца должны совпадать. Но из рис. 1 отчетливо видно, что эти участки также подвержены гистерезису. Объяснить

эту особенность отклика можно, предположив, что в процессе эксперимента образец не успевает перейти к состоянию теплового равновесия с термостатом.

Особенно выразительно неравномерность должна проявляться в эксперименте с понижением температуры термостата, если изначально образец находился в нормальном состоянии. Это связано с тем, что в нормальном состоянии температура образца T_2 заметно выше температуры термостата T_0 , как это видно на рис. 3. Поэтому, когда нормальное состояние теряет устойчивость в точке $T_0 = T_{0\text{down}}$, температура образца должна измениться на довольно большую величину $\Delta T = T_2(T_{0\text{down}}) - T_1(T_{0\text{down}})$. Поскольку скорость отвода тепла в эксперименте невелика, требуется значительное (в масштабах времени эксперимента) время, чтобы образец охладился до равновесного состояния.

Нетрудно оценить это время, исходя из результатов эксперимента. Как видно из рис. 1, например для тока $I_{tr} = 60 \text{ mA}$, кривые начинают совпадать примерно на 1.5 градуса ниже температуры $T_{0\text{down}}$. Отсюда, учитывая, что скорость изменения температуры в эксперименте составляла около 0.3 K/min , получим, что время релаксации равно примерно 5 min.

На рис. 1 видно, что максимум диссипативной части отклика χ_1'' , измеренной при повышении температуры, выше, чем та же величина, полученная при понижении температуры. Эту особенность легко понять, обратившись к вставке на рис. 1. Здесь схематично показана зависимость $\chi_1''(T)$ для гипотетического случая, когда неустойчивости сверхпроводящего токового состояния не возникает (вставка А на рис. 1). Кроме того, на этом рисунке показаны возможные температурные зависимости восприимчивости сверхпроводника с током, находящегося в равновесном состоянии, снятые при повышении и при понижении температуры и учитывающие тепловые неустойчивости сверхпроводящего и нормального состояний (вставка В на рис. 1). При достаточно малом транспортном токе обе температуры, при которых появляются неустойчивости, $T_{0\text{down}}$ и $T_{0\text{up}}$, лежат выше температуры T_m , при которой достигается максимум диссипативной части восприимчивости. В этом случае величина максимума лежит в точке экстремума и поэтому не зависит от направления изменения температуры. Однако с увеличением тока сначала температура $T_{0\text{down}}$, а затем и $T_{0\text{up}}$ становятся меньше T_m . Теперь максимальное значение восприимчивости достигается не в точке экстремума, а на границе интервала температур, при которых сверхпроводящее состояние является устойчивым. Этим и объясняется разница величин амплитуд максимума восприимчивости, наблюдаемая при разных направлениях изменения температуры.

Это объяснение относится, однако, только к сверхпроводнику, находящемуся в равновесном состоянии. В обсуждаемом эксперименте, как указано выше, при понижении температуры после перехода в сверхпроводящее состояние образец не успевает прийти в состояние

теплового равновесия. Это приводит к тому, что различие максимумов восприимчивости в реальном случае значительно меньше выражено, чем на схеме (вставки А, В на рис. 1).

Тепловыделение в YBCO-пленке определяется не только ее состоянием (нормальным или резистивным), но и тепловыделением на контактах. Тепловыделение на контактах принципиально не меняет картины, описанной выше. В то же время на линейных зависимостях $T_{0\text{up}}$ (или $T_{0\text{down}}$) от I_{tr}^2 , т. е. от мощности, выделяемой в пленке, при некоторой величине I_{tr} наблюдается излом. Этот излом мы связываем с влиянием тепловыделения на контактах. Такие измерения могут позволить определить для конкретного образца максимальный транспортный ток, выше которого при исследовании электрофизических свойств ВТСП-образцов необходимо учитывать тепловыделение на контактах.

Заключение

Основной результат настоящей работы заключается в наблюдении влияния процессов теплообмена между образцом и термостатом на отклик сверхпроводника, несущего транспортный ток, на переменное магнитное поле. Эти процессы приводят к появлению температурного гистерезиса в восприимчивости. Основной причиной, приводящей к гистерезису, является то, что в некотором интервале температур сверхпроводник с током имеет два устойчивых состояния. Эта причина обусловлена характером производства тепла, связанного с протеканием транспортного тока, и скоростью отвода тепла.

Из результатов эксперимента видно (рис. 2), что с увеличением тока не только увеличивается ширина гистерезиса $T_{0\text{up}} - T_{0\text{down}}$, но снижаются и обе эти температуры. На наш взгляд, это свидетельствует о нелинейном характере проводимости исследуемого образца. Этот результат качественно согласуется с картиной, представленной на рис. 3, которая построена на основе модели нелинейного теплопроизводства в слоистых сверхпроводниках, предложенной в работе [11].

Другой механизм, являющийся причиной гистерезиса, связан с тепловыми переходными процессами. Эта часть гистерезисного поведения, проявляющаяся в несовпадении низкотемпературных хвостов диссипативной части отклика, может быть устранена подбором подходящей скорости изменения температуры термостата.

Список литературы

- [1] Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов. Неустойчивости в сверхпроводниках. Наука, М. (1989). 262 с.
- [2] А.В. Гуревич, Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов. Физика композитных сверхпроводников. Наука, М. (1987). 240 с.
- [3] И.Л. Максимов, Ю.Н. Мастаков, Н.А. Тайланов. ФТТ **28**, 2323 (1986).

- [4] Н.А. Тайланов, У.Г. Яхшиев. Письма в ЖТФ **26**, 8 (2000).
- [5] В.Г. Волоцкая, И.М. Дмитренко, Л.Е. Мусиенко, А.Г. Сиваков. ФНТ **7**, 383 (1981).
- [6] Ю.М. Иванченко, П.Н. Михеенко, В.Ф. Хирный. ЖЭТФ **80**, 171 (1981).
- [7] Ю.М. Иванченко, П.Н. Михеенко. ЖЭТФ **83**, 684 (1982).
- [8] И.М. Дмитренко. ФНТ **22**, 849 (1996).
- [9] В.В. Лысенко. ЖТФ **70**, 67 (2000).
- [10] В.Р. Романовский. Письма в ЖТФ **23**, 14 (1997).
- [11] А.Н. Артемов, Ю.В. Медведев. ФНТ **28**, 349 (2002).
- [12] И.Л. Максимов, Д.Ю. Водолазов. Письма в ЖТФ **24**, 21, 1 (1998).
- [13] В.В. Сычов, В.Б. Зенкевич, В.В. Андрианов, В.П. Баев. Письма в ЖЭТФ **9**, 53 (1969).
- [14] В.В. Андрианов, В.Б. Зенкевич, В.В. Кургузов, В.В. Сычов, Ф.Ф. Терновский. ЖЭТФ **58**, 1523 (1970).
- [15] T. Ogasawara, K. Yasukoshi, S. Nose, H. Sekizawa. Cryogenics **16**, 33 (1976).
- [16] T. Ogasawara, Y. Takahashi, K. Kanbara, Y. Kubota, T. Kyasohama, K. Yasukoshi. Cryogenics **19**, 736 (1979).
- [17] T. Matsushita. Cryogenics **30**, 324 (1990).
- [18] A.M. Grishin, V.M. Korenivski, K.V. Rao, A.N. Ulyanov. IEEE Trans. Magn. **28**, 2220 (1992).
- [19] A.N. Ulyanov, V.N. Korenivskii, K.V. Rao, A.M. Grishin. Appl. Superconductivity **1**, 971 (1993).
- [20] А.М. Гришин, В.Ф. Дроботько, Д.Г. Емельяненко, В.И. Махов, В.Д. Стасовский, В.А. Хохлов. СФХТ **5**, 249 (1992).
- [21] А.Н. Улянов, А.М. Гришин. ФНТ **20**, 416 (1994).
- [22] А.М. Гришин, В.Ф. Дроботько, В.Д. Стасовский, В.А. Хохлов. ЖТФ **63**, 8, 190 (1993).
- [23] C.P. Bean. Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).